MODELO DE CIRCULACIÓN OCEÁNICA FORZADO POR EL VIENTO

(QG_BAROTROP)

El modelo resuelve la ecuación de vorticidad potencial integrada en la vertical:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + J(\psi, \zeta) + \beta_0 \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{D} \nabla x \tau - \tau_b + F \qquad (1)$$

Siendo ζ la vorticidad relativa y ψ la función corriente. La relación entre vorticidad, función corriente y componentes de la velocidad está dada por:

$$\zeta = \nabla^2 \psi \qquad (2)$$

$$U = -\frac{\partial \psi}{\partial y} \; , \; V = \frac{\partial \psi}{\partial x} \qquad (3)$$

El Jacobiano entre la función corriente y la vorticidad, J (ψ, ζ), mide la no-linealidad del problema y se define como:

$$J(\psi, \zeta) = \frac{\partial \psi}{\partial x}\frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{\partial \zeta}{\partial x}\frac{\partial \psi}{\partial y} \qquad (4)$$

La fricción de fondo, τ_b, se define como (Stommel, 1948), con K un coeficiente de fricción que tiene dimensiones de tiempo^{-1}:

$$\tau_b = -K\zeta \qquad (5)$$

La fricción lateral, que puede ser de tipo armónico (F_h; Munk, 1950) o biarmónico (F_{bh}) (superviscosidad), donde A_h y B_h son coeficientes de viscosidad, se define como:

$$F = F_h = A_h \nabla^2 \zeta \qquad (6)$$

$$F = F_{bh} = -B_h \nabla^4 \zeta \qquad (7)$$

Por último, $\nabla x \tau_s$ es el rotor del viento superficial, D la profundidad (constante) del océano y $\beta_0 = \frac{\partial f}{\partial y}$ es el gradiente de vorticidad planetaria.

Definiendo escalas características del problema, puede escribirse la ecuación (1) en forma no dimensional:

(x,y)=L(x',y') (u,v)=U(u',v') t=Tt' (8)

entonces,

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} + R_0 J'(\psi', \zeta') + \frac{\partial \psi'}{\partial x'} = \nabla' x \tau' - \varepsilon_S \zeta' + \varepsilon_m \nabla'^2 \zeta' \qquad (9)$$

Donde R_0 es el número de Rossby, ε_s el número de Stommel y ε_m el número de Munk, definidos como:

$$R_0 = \frac{U}{2\Omega L} \qquad (10)$$

$$\varepsilon_S = \frac{K}{\beta_0 L} \qquad (11)$$

$$\varepsilon_m = \frac{A_m}{\beta_0 L^2} \qquad (12)$$

Donde las escalas típicas del modelo son:

$$U = \frac{2\pi\tau_S}{\rho D \beta L} \qquad T = \frac{1}{\beta L} \qquad (13)$$

Y las escalas de tiempo asociadas a la disipación tienen la forma:

$$T_f = \frac{1}{K} \qquad T_a = \frac{L^2}{A} \qquad T_{a4} = \frac{L^4}{A_4} \qquad (14)$$

Con esto, se definen nuevamente números adimensionales (parámetros del modelo):

$$R_0 = \frac{2\pi\tau_S}{\rho D \beta^2 L^2} \quad \text{número de Rossby} \qquad (15)$$

$$E_f = \frac{K}{\beta L} \quad \text{número de Ekman vertical} \qquad (16)$$

$$E_{v1} = \frac{A}{\beta L^2} \quad \text{número de Ekman horizontal} \qquad (17)$$

$$E_{v2} = \frac{A_4}{\beta L^5} \quad \text{número de Ekman bi-armónico} \qquad (18)$$

La caracterización de la corriente de borde oeste viene dada por el parámetro δ, que representa la fracción de la longitud de la cuenca que ésta abarca, dando como resultado el ancho de la corriente de borde oeste (W). Éste parámetro se obtiene según los efectos a los que esté asociado:

Efectos inerciales: $\delta_i = R^{1/2} \Rightarrow W_i = \delta_i L$ (19)

Fricción de fondo: $\delta_f = E_f \Rightarrow W_f = \delta_f L$ (20)

Fricción lateral: $\delta_{V1} = E_{V1}^{1/3} \Rightarrow W_{V1} = \delta_{V1} L$ (21)

Fricción bi-armónica: $\delta_{V2} = E_{V2}^{1/5} \Rightarrow W_{V2} = \delta_{V2} L$ (22)

Consideraremos las siguientes magnitudes típicas:

Magnitud del viento:	τ	0.1 - 0.5 $N.m^{-2}$
Longitud de la cuenca (rectangular):	L	4000Km
Profundidad:	D	1000 – 5000m
Coeficiente de fricción de fondo:	K......................	1.16 $10^{-7}s^{-1}$
Coeficiente de viscosidad lateral:	A	10 – 500 $m^2.s^{-1}$
Coeficiente bi-armónico:	A_4	$10^8 – 10^{10}$ $m^4.s^{-1}$
Densidad:	ρ	1025 kg/m^3
Gradiente meridional de vorticidad planetaria	β	2.10^{-11} $m^{-1}.s^{-1}$

Lecturas recomendadas:

MUNK, 1950. *On the wind-driven ocean circulation*, Journal of Meteorology, Vol. 7, No 2, pp 79-93.

PROVOST, C. L. Y J. VERRON, 1987. *Wind-driven ocean circulation transition to barotropic instability*, Dynamics of Atmospheres and Oceans, Vol. 11, Issue 2, pp 175-201.

STOMMEL, 1948. *The Westward Intensification of Wind-Driven Ocean Currents*, Transactions of the American Geophysical Union, Vol. 29, No. 2, pp 202-206.